Experimentelle Untersuchung

über die

Ausbreitung elektromagnetischer Wellen an zwei Paralleldrähten mit coaxialer dielektrischer Hülle.

□ □ □

Inaugural-Dissertation

verfaßt und der

hohen philosophischen Fakultät

der

kgl. bayer. Julius-Maximilians-Universität Würzburg

zur Erlangung der Doktorwürde

vorgelegt am 7. Juli 1908

von

Hans Weiß

aus Reichmannsdorf.

ACAD. LUDOVIC. BAV. BIBL.

Würzburg

Franz Scheiner, graphische Kunstanstalt

1909.

Referent:

Professor Dr. Wien.

I.

Einleitung und Theoretisches.

Elektromagnetische Wellen pflanzen sich an einem Drahte aus gut leitendem Metall mit Lichtgeschwindigkeit (c) fort, wenn die Leitfähigkeit des Metalls als unendlich angesehen werden kann, der Draht nicht allzu dünn und von Luft umgeben ist. Tritt an Stelle der Luft ein anderes Dielektrikum mit der Dielektrizitätskonstante ε, so ist die Fortpflanzungsgeschwindigkeit in diesem $c/\sqrt{\varepsilon}$ bei gleicher Schwingungsdauer. Das Dielektrikum muß dabei streng genommen seitlich unbegrenzt sein.

Zwischen den Grenzwerten des unendlich dicken und unendlich dünnen Dielektrikums, das den Draht cylindrisch und coaxial mit ihm umschließen soll, muß ein stetiger, allmählicher Übergang stattfinden.

Von Drude ist gezeigt worden,[1]) daß bei Wellen an zwei Paralleldrähten, die in geringem Abstande (1,8 cm) von einander verlaufen, eine beide Drähte zugleich umschließende Schicht von nicht gar großer Ausdehnung hinreicht, um die Fortpflanzungsgeschwindigkeit in derselben Weise zu beeinflussen wie eine unendlich dicke Schicht.

---

[1]) Abhandl. d. math. phys. Kl. d. k. sächs. Ges. d. Wiss. p. 10 Bd. 23.

Zur Berechnung und experimentellen Messung des stetigen Grenzüberganges von kleiner bis zu großer Dicke des umhüllenden Mediums dürften sich jedoch zwei Paralleldrähte in kleinerem Abstande wenig eignen und zwar hauptsächlich wegen der unsymmetrischen Kräfteanordnung zwischen den Drähten. Diese für die Lösung wünschenswerte Symmetrie ist bei einem einzigen Draht vorhanden, sodaß hier die Theorie noch verhältnismäßig übersichtliche Resultate zu Tage fördert, wiewohl auch schon in diesem Falle die Berechnungen ziemlich kompliziert sind.

Die Lösung des Problems für einen Draht wurde von Herrn Harms gegeben.[1]) Die Hauptgesichtspunkte der Lösung mögen hier kurz angeführt sein.

In die auf Cylindercoordinaten transformierten Maxwell'schen Gleichungen werden die Kraftkomponenten in der von Hertz angegebenen Form eingeführt. Die Lösung führt auf die Differentialgleichung[2])

$$(1)\quad \frac{d^2u}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{du}{dr} + (k^2 - \varkappa^2)\, u = 0,$$

worin u eine Funktion von r allein ist. Dabei bedeuten

$$\varkappa^2 = \left(\frac{1}{v}\cdot\frac{2\pi}{\tau}\right)^2 \quad \text{und} \quad k^2 = \frac{\varepsilon\mu}{c^2}\left(\frac{2\pi}{\tau}\right)^2 - 4\pi\sigma\mu\,\frac{2\pi}{\tau}\,i,$$

wenn unter v die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Welle, τ die Schwingungsdauer, unter ε u. μ die Dielektrizitätskonstante bezw. Permeabilität und unter σ die Leitfähigkeit des Drahtes verstanden wird.

Da k^2 für die drei Medien: Luft, Dielektrikum und Draht verschieden ist, so ergeben sich bezw. die Gleichungen:[3])

$$(2)\quad \frac{d^2u_\nu}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{du_\nu}{dr} + \left(k_\nu^{\,2} - \varkappa^2\right) u_\nu = 0, \quad \nu = 1, 2, 3.$$

---

[1]) F. Harms, Ann. d. Phys. p. 44 u. ff. Bd. 23. 1907.
[2]) F. Harms, l. c. pag. 46. — [3]) Vgl. F. Harms, l. c. pag. 47.

Für die Grenzen der drei Medien ergeben sich die Bedingungen:

$$(3)\quad \left.\begin{aligned} (k_1^2 - \varkappa^2)\, u_1 &= (k_2^2 - \varkappa^2)\, u_2 \\ \frac{k_1^2}{\mu_1}\frac{du_1}{dr} &= \frac{k_2^2}{\mu_2}\frac{du_2}{dr} \end{aligned}\right\} \text{für } r = \varrho$$

$$\left.\begin{aligned} (k_2^2 - \varkappa^2)\, u_2 &= (k_3^2 - \varkappa^2)\, u_3 \\ \frac{k_2^2}{\mu_2}\frac{du_2}{dr} &= \frac{k_3^2}{\mu_3}\frac{du_3}{dr} \end{aligned}\right\} \text{für } r = \mathfrak{r}$$

wenn ϱ u. $\mathfrak{r}$ den Radius des Dielektrikums und des Drahtes bezw. bezeichnen.

Die Gleichungen (2) werden integriert durch Bessel'sche Funktionen $J_0(x)$, $J_0'(x)$, $K_0(x)$, $K_0'(x)$.

Als Lösungen ergeben sich:

$$u_1 = A_1\, K\left(r\sqrt{k_1^2 - \varkappa^2}\right)$$

$$u_2 = A_2\, K\left(r\sqrt{k_2^2 - \varkappa^2}\right) + B_2\, J\left(r\sqrt{k_2^2 - \varkappa^2}\right)$$

$$u_3 = B_3\, J\left(r\sqrt{k_3^2 - \varkappa^2}\right)$$

Werden diese Werte in die Gleichungen der Grenzbedingungen eingesetzt, und zugleich zur Abkürzung eingeführt

$$\varrho^2\left(k_\nu^2 - \varkappa^2\right) = x_{\varrho_\nu}^2 \quad , \quad \nu = 1, 2$$

$$\mathfrak{r}^2\left(k_\mu^2 - \varkappa^2\right) = x_{\varrho_\mu}^2 \quad , \quad \mu = 2, 3$$

so ergibt sich nach Elimination der Konstanten die Gleichung:[1])

$$(4)\quad \frac{\frac{x_{\varrho_2}}{k_2^2} J(x_{\varrho_2}) K'(x_{\varrho_1}) - \frac{x_{\varrho_1}}{k_1^2} K(x_{\varrho_1}) J'(x_{\varrho_2}) \frac{x_{r_2}}{k_2^2} J'(x_{r_3}) J(x_{r_2}) - \frac{x_{r_3}}{k_3^2} J(x_{r_3}) J'(x_{r_2})}{\frac{x_{\varrho_1}}{k_1^2} K(x_{\varrho_1}) K'(x_{\varrho_2}) - \frac{x_{\varrho_2}}{k_2^2} K'(x_{\varrho_1}) K(x_{\varrho_2}) \frac{x_{r_3}}{k_3^2} J(x_{r_3}) K'(x_{r_2}) - \frac{x_{r_2}}{k_2^2} J'(x_{r_3}) K(x_{r_2})} =$$

[1]) Vgl. F. Harms l. c. pag. 50.

Diese Gleichung ist als Bestimmungsgleichung für das in den Bessel'schen Funktionen enthaltene $\varkappa^2$ zu betrachten und wäre dies hieraus zu berechnen. Da aber ein Draht aus gut leitendem Metall der Berechnung und der Beobachtung zu Grunde gelegt werden soll, so begeht man einen nur sehr kleinen Fehler, wenn man die Leitfähigkeit gleich unendlich annimmt. Dadurch wird die Gleichung (4) wesentlich vereinfacht, da dann $k_3^2 = \infty$ wird. Führt man noch auf der linken Seite der hieraus gefolgten Gleichung für K (x) die Funktion Y (x) ein, wobei die Beziehung besteht

$$Y(x) = J(x) \ln \frac{2i}{\gamma} - K(x),$$

so erhält man als endgiltige Gleichung[1])

$$(5) \quad \frac{x_{\varrho_2} J(x_{\varrho_2}) Y(x_{r_2}) - J(x_{r_2}) Y(x_{\varrho_2})}{k_2^2 J'(x_{\varrho_2}) Y(x_{r_2}) - J(x_{r_2}) Y'(x_{\varrho_2})} = \frac{x_{\varrho_1}}{k_1^2} \frac{K(x_{\varrho_1})}{K'(x_{\varrho_1})}$$

Hieraus ist das in den Argumenten der Funktionen enthaltene $\varkappa^2$ zu berechnen. Die Wellenlänge im Dielektricum ist dann

$$\lambda = \frac{2\pi}{\varkappa}$$

Die Lösung obiger Gleichung (5) wird durch wiederholte Versuche gefunden und $\varkappa^2$ graphisch bestimmt.

Auf diesem nicht gerade sehr bequemen Wege sind im folgenden zu den jeweilig beobachteten Werten für λ die entsprechenden theoretischen Werte ermittelt worden.

Wie es für die Theorie von großem Vorteil ist, nur einen einzigen Draht zu betrachten, so ist es zweifellos für das Experiment sehr nützlich, ein System von zwei Paralleldrähten zu nehmen, besonders aus dem Grunde, um das Drahtsystem in ähnlicher Weise wie bei Drude und anderen anordnen zu können. Um aber der für

[1]) Vgl. F. Harms, l. c. pag. 51.

einen Draht gegebenen Theorie möglichst nahe zu kommen, ist vor allem dafür Sorge zu tragen, daß die Verteilung der Kräfte an jedem einzelnen Draht symmetrisch wird, daß also eine Anhäufung der Kraftlinien zwischen den Drähten in Wegfall kommt. Dies läßt sich mit großer Annäherung dadurch erreichen, daß man die Drähte da, wo das Dielektrikum zu liegen kommt, in so großem Abstande von einander führt, daß eine gegenseitige Wirkung nicht mehr vorhanden sein kann. Die Forderung der Theorie ist dann bezüglich der Symmetrie der Kräfte ebenso erfüllt, wie wenn nur ein Draht vorhanden wäre und dürfte eine Übereinstimmung der Resultate zu erwarten sein. Das Dielektrikum ist dann um jeden einzelnen Draht cylindrisch und coaxial mit diesem zu legen.

II.

Versuchsanordnung.

Als Wellenerreger wurde ein Blondlot'scher Erreger benützt, wie ihn auch Drude verwandte. Er besteht aus zwei halbkreisförmig gebogenen Kupferdrähten SS von 5 mm Stärke (Fig. 1 des Anhanges). Der Durchmesser dieses Erregerringes beträgt etwa 10 cm. An den einen Enden sind kleine Messingkugeln aufgeschraubt, zwischen denen der Erregerfunke F_s spielt. An den anderen Enden des Ringes sitzt ein kleines Gestell aus Hartgummi, das einen Kondensator C von etwa 8 mm Plattendurchmesser trägt. Diese sind mit dem Ring durch dünne Drähte verbunden.

Zum Betrieb der Erregerfunken dienten Teslaströme aus einem Teslatransformator J. F_p ist die Teslafunkenstrecke, L eine Leydenerflasche von abgestimmter Größe, J ein Induktorium mittlerer Größe. Die Schaltung ist an

Fig. 1 deutlich zu erkennen. Das Induktorium wurde mit Wechselstrom von ungefähr 4 A und 80 V betrieben und erwies sich dies sehr vorteilhaft, weil dadurch ein ziemlich exakter Gang der Funkenstrecke erzielt wurde. Gleichstrom unter Benützung eines gewöhnlichen Wagner'schen Hammers und selbst eines Turbinenunterbrechers erwies sich als nicht sehr geeignet. Die Intensität der Wellen wurde groß genug, daß auch bei einigen unvermeidlichen Verlusten die Vakuumröhre gut ansprach. Als Wellenindikator diente eine Warburg'sche Röhre mit Natriumfüllung.

Tesla- und Erregerfunkenstrecke sind durch Schrauben verstellbar und läßt sich die Länge, bei welcher die beste Wirkung erzielt wird, leicht ausprobieren. Erreger und Empfänger (EE) wurden nicht in eine Ebene gelegt, sondern ersterer in einem Abstande von etwa 10 cm von letzterem gehalten, weil durch eine weitere Koppelung die Resonanz wesentlich verschärft wird. Allerdings darf eine gewisse Grenze nicht überschritten werden, wenn die Intensität der Wellen nicht darunter leiden soll. Erregerring und Kondensator lagen in Petroleum, das in angemessener Zeit erneuert wurde.

Der Empfängerring lief in die Wellendrähte DD aus, die im Abstande von 2 cm parallel gespannt waren. Diese mußten an der Stelle, wo das Dielektrikum um sie gelegt werden sollte, in größerer Entfernung von einander verlaufen. Die hiebei notwendigen Knicke wurden möglichst in Knotenlagen gelegt, weil sie dort sicherlich die geringste Störung auf das Feld haben. Gehalten wurde das Ganze durch eine Ebonitklemme am Anfang, am Ende durch zwei auf ein Stativ aufgesetzte Schrauben, die zugleich eine straffe Spannung der Drähte ermöglichten. Die Drähte waren vom Anfang bis zum Ende schräg gegen den Fußboden geneigt, damit die

Glasröhren leicht mit Flüssigkeit gefüllt und entleert werden konnten.

Die Fixierung der Wellen geschah in der Weise, daß die Vakuumröhre und eine Drahtbrücke in einem Abstande von etwa einem Viertel der zu erwartenden Wellenlänge längs der Paralleldrähte verschoben wurde. Die Röhre wurde nun an der Stelle, wo sie maximal leuchtete, — einem Wellenbauche — festgelegt und konnte dann eine beliebige Anzahl Wellenknoten durch Verschieben einer Drahtbrücke oder eines Metallschirmes ermittelt werden.

Zur Herstellung eines Schwingungskreises wurde in dem Knoten, der dem Empfängerring am nächsten lag, eine geschweifte Drahtbrücke B_1 aufgelegt. Die Brücke B_2 soll dazu dienen, die Einstellungen auf maximales Leuchten der Vakuumröhre zu verschärfen und eventuelle Nebenschwingungen zu vertilgen. Die beiden Brücken B_1 und B_2 wurden zur Herstellung besseren Kontaktes und um unliebe Verschiebungen zu vermeiden, festgelötet. Auf diese Weise ist das ganze System definiert und würden Störungen, die eine Änderung der Wellenlänge bedingen, sofort bemerkt werden. Die Vakuumröhre lag in dem der Brücke B_2 folgenden Bauche. Die Einstellung auf weitere Knoten erfolgte nicht durch eine Brücke, sondern mit einem großen Metallschirm, der mit Bohrungen für die Drähte versehen war. Dieses Verfahren hat den Vorzug, daß alle Kraftlinien von dem Schirm reflektiert werden, daß also alles, was hinter dem Schirm liegt, nicht mehr in Betracht kommt.

Die Wellenlänge in Luft wurde vor dem Dielektrikum bei kleinem Abstande der Drähte gemessen, nachdem durch eine Reihe von Versuchen festgestellt war, daß die Wellenlänge bei kleinem und großem Abstande der Drähte dieselbe ist. Von Zeit zu Zeit wurde die

Luftwelle kontrolliert und hielt sich dieselbe, da am Erreger keine Änderung vorgenommen wurde, konstant.

Der Abstand der Paralleldrähte betrug da, wo das Dielektrikum lag, 23 cm. Zur Messung der Wellenlänge bei diesem Abstand wurde ebenfalls ein großer Metallschirm verwendet. Der Schirm hat gegenüber der Drahtbrücke entschieden den Vorzug. Bei Verwendung der Brücke ist die jeweilige Lage derselben bei maximalem Leuchten der Vakuumröhre — ein sogenannter scheinbarer Knoten — wohl zu unterscheiden von dem wahren Knoten; es ist also, wie von Drude gezeigt wird, zu der Einstellung eine Brückenkorrektion hinzuzufügen, um die Lage des wahren Knotens zu erhalten. Dies ist zwar ohne Belang bei Messung von Wellenlängen, da die Verschiebungslänge einer und derselben Brücke von einem bis zum nächstfolgenden Maximum ebenfalls eine wirkliche halbe Wellenlänge ist; dagegen ist die Bestimmung der Anfangslage des Dielektrikums mit möglichster Genauigkeit auszuführen, da sie mit einem wahren Knoten zusammenfallen muß. Über diese Schwierigkeit kommt man bei Benutzung eines Metallschirmes hinweg, da hier wahrer und scheinbarer Knoten entweder ganz oder wenigstens so nahe zusammenfallen, daß ein Unterschied innerhalb der Beobachtungsgrenzen gelegen ist. Dies wurde durch eine Reihe von Messungen mit Schirm und Brücken von verschiedenen Längen festgestellt. Die Richtigkeit dieses Ergebnisses würde unendlich kleine Selbstinduktion des Schirmes verlangen.

Zur Aufnahme des Dielektrikums wurden Glasröhren verwendet. Der Reflexionsschirm war nun so eingerichtet, daß er mit Bohrungen versehen war, die dem Durchmesser der Röhren entsprachen, und er über dieselben hinweggleiten konnte. Dieser Schirm reflektierte die Kraftlinien, die außerhalb des Dielektrikums verliefen.

Zur Reflexion der im Innern verlaufenden Kraftlinien dienten Metallscheiben, die in den Röhren verschoben werden konnten und sich so gut wie möglich an die Glasröhren anschlossen. Diese waren mit zentralen Bohrungen für die Drähte versehen. Innerer und äußerer Schirm waren starr mit einander verbunden und konnten immer in einer Ebene gehalten und verschoben werden. (Anhang Fig. 2a.)

War der Querschnitt des Dielektrikums klein, so genügte, da der größte Teil der Kraftlinien außen verlief, der äußere Schirm allein. (Anhang Fig. 2b.) War dieser aber groß, so brauchte man, da dann der größte Teil der Kraftlinien sich im Innern schloß, nur den inneren Schirm zu benützen. (Anhang Fig. 2c.)

Zum Verschluß der das Dielektrikum enthaltenden Glasröhren dienten Stopfen aus Hartgummi. Diese bekamen möglichst genau centrierte Bohrungen, sodaß die Drähte gut in die Achse der Röhren zu liegen kamen.

Der ungünstige Einfluß der Glasröhren auf die Beobachtungen ist unvermeidlich, da diese offenbar in demselben Sinne wirken wie eine Vergrößerung des dielektrischen Querschnitts. Da aber jedoch meist dünnwandiges Glas etwa bis 1 mm Wandstärke zur Verwendung kam, so ist der Einfluß nicht sehr groß und kann innerhalb der Beobachtungsgrenzen liegen.

Diese Glashülle in die Theorie einzuführen, um eine exakte Berechnung zu haben, ist im Prinzip wohl nicht sehr schwierig, da nur noch eine weitere Grenzbedingung hinzukommen würde, aber die an und für sich schon komplizierte Gleichung, die zur Berechnung jenes $\varkappa^2$ dient, würde noch viel komplizierter werden und dürfte sich diese Mühe kaum lohnen. In dem Falle, wo eine größere Wandstärke des Glases nicht zu umgehen war — dies war bei großem Radius der Röhren der Fall

wurde eine doppelte Berechnung durchgeführt. Der einen wurde der innere Radius der Röhre, der anderen der äußere zu Grunde gelegt, das Glas also so behandelt, als ob es dieselbe Dielektrizitätskonstante wie die zu untersuchende Flüssigkeit hätte. Zwischen beiden so gefundenen Werten muß zweifellos der ideale Wert liegen und ist daraus dann die Richtigkeit der Beobachtung zu erkennen.

Die Messungen selbst wurden in den nun folgenden vier Hauptgruppen durchgeführt.

Zuvor möge aber ein Versuch nicht unerwähnt bleiben, der zwar nicht zu dem gewünschten Ziele führte, aber doch wohl so angelegt war, daß er einige Aufmerksamkeit verdient. Die Glasröhren für das Dielektrikum waren dabei vertikal gestellt, die Wellendrähte wurden von unten nach oben hindurchgeführt und, nachdem sie die Röhre passiert hatten, allmählich wieder auf den kleinen Abstand von 2 cm zusammengebracht. An diese Stelle, also hinter die Glasröhren, wurde der Wellenindikator und ein damit im Abstande von $^1/_4$ Wellenlänge starr verbundener Reflexionsschirm gebracht. Befand sich nun in den Röhren z. B. kein Wasser, so mußten Vakuumröhre und Schirm leicht an die Stelle maximalen Leuchtens, also in einen Bauch bezw. Knoten gebracht werden können.

Wurden nun die Glasröhren successive mit Wasser gefüllt, so mußte eine Verkürzung des Wellenstückes eintreten, das in das Wasser zu liegen kam und Schirm mit Indikator um diese Verkürzung auf das Dielektrikum zu verschoben werden, um wieder ein Maximum des Leuchtens zu bekommen. Durch Fortsetzung der Füllung und Verschiebung hätte dann auf die neue Wellenlänge geschlossen werden können.

Die Bewerkstelligung dieses Versuches wäre sicherlich einfacher gewesen als die des im Vorhergehenden

geschilderten. Die Anordnung führte jedoch zu keinem Resultat, da die Vakuumröhre fast in jeder Stellung leuchtete und wurde dann nach langem Probieren davon Abstand genommen.

Auch noch andere Anordnungen wurden getroffen, es soll jedoch nicht weiter darauf eingegangen werden.

III.

Abhängigkeit der Wellenlänge von der Dicke der den Draht umgebenden Schicht bei konstanter Wellenlänge in Luft, konstanter Drahtdicke und konst. Dielektrizitätskonstanten des Mediums.

Der Durchmesser der Paralleldrähte (Kupfer) betrug 1,2 mm, die Wellenlänge in Luft 87,2 cm, als Dielektrikum wurde Wasser ($\varepsilon = 80$) benützt.

Die Messungen wurden in der Weise ausgeführt, daß eine größere Anzahl Einstellungen auf maximales Leuchten der Vakuumröhre gemacht wurde. Aus den so gefundenen Zahlen wurde das Mittel genommen und dieses als die dem Knoten zukommende Zahl betrachtet. Der Abstand zweier Knoten ist eine halbe Wellenlänge und wurde aus diesen nochmals das Mittel genommen, wenn mehrere zur Verfügung waren. Der Anfang des Dielektrikums lag stets in einem Knoten, der vorher an den Drähten in Luft bestimmt wurde. Als Resultat wurden jedoch nach Möglichkeit nur die im Dielektrikum selbst durch Verschieben des Reflexionsschirmes aufgesuchten Knoten verwendet.

1. Innerer Radius der Glasröhren 0,55 cm oder Schichtdicke 0,49 cm

1. Kn.	2. Kn.	3. Kn.	4. Kn.
0	34,8	67,9	101,1

Mittel für die halbe Wellenlänge 33,15 cm oder 76 % von λ_0 (λ_0 bedeutet die Wellenlänge in Luft).

2. Innerer Radius der Glasröhre 0,65 cm oder Schichtdicke des Dielektrikums 0,59 cm

1. Kn.	2. Kn.	3. Kn.	4. Kn.
0	33,3	65,5	96,2

Mittel für die halbe Wellenlänge 31,45 cm oder 72,2 % von λ_0.

3. Innerer Radius der Glasröhren 0,96 cm, Schichtdicke 0,9 cm

1. Kn.	2. Kn.	3. Kn.	4. Kn.
0	26,9	52,5	78,3

Mittel 25,7 cm oder $\lambda = 58{,}9\,\%$ von λ_0.

4. Innerer Radius 1,15 cm oder Schichtdicke 1,09 cm

1. Kn.	2. Kn.	3. Kn.	4. Kn.
0	22,2	42,9	63,0

Mittel für $\frac{\lambda}{2}$ 20,4 cm oder $\lambda = 46{,}7\,\%$ von λ_0.

5. Innerer Radius 1,35 cm oder Schichtdicke 1,29 cm

1. Kn.	2. Kn.	3. Kn.	4. Kn.
0	13,9	26,3	38,8

Mittel 12,45 cm oder $\lambda = 28{,}5\,\%$ von λ_0.

Aus diesen Beobachtungen ist deutlich ersichtlich, daß schon eine verhältnismäßig geringe Schichtdicke (etwa 2 cm) vollständig genügt um das System in derselben Weise zu beeinflussen wie eine unendlich dicke Schicht. Die Untersuchung größerer Schichten als die unter 5 angegebene wurde hier unterlassen, dagegen ein weitaus interessanterer Versuch zur Ermittlung des unendlichen Einflusses angestellt.[1])

Die der Dielektrizitätskonstanten des Mediums entsprechende Wellenlänge $\frac{\lambda_0}{\sqrt{\varepsilon}}$ wird erhalten, wenn alle Kraft-

[1]) Anregung hiezu gab Herr Harms.

linien im Dielektrikum verlaufen und sich in diesem paarweise zusammenschließen. Dies kann erreicht werden durch eine unendlich dicke oder wenigstens einer solchen nahe kommenden Schicht oder aber auch dadurch, daß man die das Dielektrikum umgebenden Röhren aus Metall wählt, so daß die Kraftlinien, die sonst aus dem Dielektrikum austreten würden, an der Metallfläche endigen. Die dabei zu verwendende Schichtdicke kann beliebig sein und es läßt sich zeigen, daß die Wellenlänge in diesem Falle dieselbe ist als im unendlich ausgedehnten Medium. Die Glasröhren von 5 wurden mit einer Metallhülle (Stanniol) umgeben und zwar so, daß der Anfang der Umhüllung in einem Knoten war. An diese Stelle wurde zugleich der äußere Schirm gestellt und blieb dort stehen, um die an der Stanniolumhüllung entstehende Welle zu vernichten. In der Tat zeigte nun die Verschiebung der inneren Metallscheibe von 5 zu 5 cm einen Knoten an.

Die der unendlichen Schicht zukommende Wellenlänge ist somit 10 cm oder 11,4 % von λ_0.

Der Versuch mit Stanniolumhüllung wurde noch bei den Röhren 3. und 4. gemacht und dasselbe gefunden. Für noch dünnere Schichten das Verfahren anzuwenden bringt deshalb geringen Erfolg, weil die Intensität zu klein wird, um die Vakuumröhre noch deutlich zum Aufleuchten bringen zu können.

Auch für Äther und Anilin wurde der Versuch mit Stanniolumhüllung gemacht. Es ergab sich als Wellenlänge für Äther 40,8 cm oder 46,8 % und für Anilin 32,2 cm oder 36,9 % von λ_0.

Diese Methode kann zur Bestimmung der Dielektrizitätskonstanten von Flüssigkeiten dienen und dürfte bei präziser Einrichtung der Versuchsanordnung der ersten Drude'schen Methode an Beobachtungsgenauigkeit nicht viel nachstehen.

In der folgenden Tabelle sind die beobachteten Werte den mit Hilfe der Gleichung (5) auf Seite 6 berechneten gegenübergestellt. An Stelle des Radius der den Draht umgebenden Schicht wurde deren Dicke δ (Schichtradius weniger Drahtradius) eingeführt, um eine einheitliche graphische Darstellung (siehe Anhang Fig. 3) bei verschiedenen Drähten zu erzielen.

δ =	0,49	0,59	0,9	1,09	1,29	∞
$100\ \frac{\lambda}{\lambda_0}$ ber.	75,75	73,0	60,7	49.0	31,4	11,1
$100\ \frac{\lambda}{\lambda_0}$ beob.	76	72,2	58,9	46,7	28,5	11,4

Was die Genauigkeit der Beobachtungen anlangt, so möge bemerkt werden, daß bei Einstellung eines Schirmes auf einen Knoten niemals größere Abweichungen als 1,2 cm von dem aus 8 oder 10 Notierungen genommenen Mittel vorkamen. Es dürfte sonach die jedesmalige Wellenlänge auf etwa 1 cm genau beobachtet werden, also eine Genauigkeit von $1-2\,\%$ erreicht werden. Wenn nun etwas größere Abweichungen gegenüber der Rechnung vorhanden sind, so hat dies sicher seine Ursache in der Glasumhüllung, die in der Theorie, wie schon gesagt, nicht berücksichtigt ist.

IV.

Abhängigkeit der Wellenlänge von der Dielektrizitätskonstante der Schicht bei konst. Wellenlänge in Luft, konstanter Draht- und Schichtdicke.

Für unendliche Schichtdicke wurde, wie schon unter III angegeben, mit Hilfe der Stanniolumhüllung die Wellenlänge für Äther, Anilin und Wasser gemessen. Die in Äther war 40,8 cm oder 46.8% von λ_0, die in Anilin 32,2 cm oder 36,9% von λ_0, in Wasser 10 cm oder 11,4% von λ_0. Mit diesen Werten läßt sich eine Kurve von ziemlicher Annäherung aufstellen.

Um einen deutlichen Unterschied zu haben, wurden Messungen mit einer dünnen Schicht — innerer Radius der Glasröhren 0,55 cm — gemacht. Als Dielektrikum wurde Benzol und Äther verwendet.

Benzol:

1. Kn.	2. Kn.	3. Kn.	4. Kn.
0	38,8	76,8	115,4

das Mittel für $\frac{\lambda}{2}$ beträgt 38,3 cm oder $\lambda = 87{,}8\,\%$ von λ_0.

Äther:

1. Kn.	2. Kn.	3. Kn.	4. Kn.
0	36,1	70,4	106,3

Mittel für die Wellenlänge 70,2 cm oder 80,5% von λ_0. Der Wert der Wellenlänge für Wasser als Dielektrikum ist in III mit 76% gefunden.

Zusammenfassung (vergl. Anhang Fig. zu IV).

$\delta = \infty$

ε =	2,17	4,2	7,2	80
$100\,\frac{\lambda}{\lambda_0}$ berechn.	67,9	48,8	37,2	11,1
$100\,\frac{\lambda}{\lambda_0}$ beobacht.	—	46,8	36,9	11,4

	ε =	2,17	4,2	10	80
d=0,49 cm	$100\ \frac{\lambda}{\lambda_0}$ berechn.	87,6	83,2	79,8	75,8
	$100\ \frac{\lambda}{\lambda_0}$ beob.	87,8	80,5	—	76

Hieraus ergibt sich, daß bei dünnerer Schicht der Abfall der Wellenlänge im Bereiche kleiner Dielektrizitätskonstanten ein sehr steiler ist, daß aber diese etwa von der Dielektrizitätskonstante 10 ab sich nahezu konstant hält. Bei Zunahme der Schichtdicke wird zwar der Abfall bei kleinem ε noch steiler, zugleich aber auch ein mäßiger Abfall erst bei großem ε erreicht.

V.

Abhängigkeit der Wellenlänge von dem Querschnitt des Wellendrahtes bei konst. Wellenlänge in Luft und konstanter Dielektrizitätskonstante.

Die Wellenlänge der Luft betrug wiederum 87,2 cm, als Dielektrikum wurde Wasser benutzt.

Die früheren Wellendrähte von 1,2 mm Durchmesser wurden durch solche von 3,45 mm ersetzt, die am Anfang des Dielektrikums, also in einem Knoten an die dünnen Drähte — für die Luftleitung blieben diese bestehen — festgelötet waren. An der Übergangsstelle mußte zwar eine schwache Reflexion eintreten, diese wirkte aber durchaus nicht störend, da die Vakuumröhre gute Maxima anzeigte.

An diesen Drähten wurden Messungen bei verschiedener Schichtdicke gemacht und eine Abhängigkeitskurve in derselben Weise wie unter III aufgestellt.

Gemessen wurden von dem Knoten am Anfang noch zwei weitere Knoten im Wasser. Verwendet wurde nach Bedarf innerer oder äußerer Reflexionsschirm oder beide zusammen.

1. Innerer Radius der Glasröhren 0,96 cm oder Schichtdicke 0,783 cm

1. Kn.	2. Kn.	3. Kn.
0	34,0	68,8

Mittlere halbe Wellenlänge 34,8 cm oder
$\lambda = 79{,}8\,\%$ von λ_0.

2. $\varrho = 1{,}15$ cm oder $\delta = 0{,}978$ cm

1. Kn.	2. Kn.	3. Kn.
0	31,9	63,3

Mittlere halbe Wellenlänge 31,4 cm oder
$\lambda = 72\,\%$ von λ_0.

3. $\varrho = 1{,}35$ cm, $\delta = 1{,}178$ cm

1. Kn.	2. Kn.	3. Kn.
0	26,2	52,6

Mittlere halbe Wellenlänge 26,4 cm oder
$\lambda = 60{,}5\,\%$ von γ_0.

4. $\varrho = 1{,}65$ cm, $\delta = 1{,}478$

1. Kn.	2. Kn.	3. Kn.
0	15,4	30,4

Mittlere halbe Wellenlänge 15,0 cm oder
$\lambda = 34{,}4\,\%$ von λ_0.

5. Dieselben Glasröhren wie bei 4, aber mit Staniolumhüllung, ergaben auf 20,4 cm im Mittel 4 halbe Wellenlängen. $\frac{\lambda}{2}$ für unendlich dicke Schicht beträgt somit 5,1 cm oder $11{,}6\,\%$ von λ_0.

Über die Genauigkeit dieser Beobachtungen ist zu sagen, daß größere Abweichungen aus dem jeweilig genommenen Mittel nicht vorkamen und betrug die größte

0,8 cm. Die Genauigkeit auf 1—2% ist wohl sicherlich auch hier erreicht. Die den zu Grunde gelegten Dimensionen zukommenden Wellenlängen wurden ebenfalls theoretisch berechnet und den beobachteten in einer Tabelle gegenübergestellt. (Vergl. Anhang Fig. zu Va.)

δ =	0,783	0,978	1,178	1,478	∞
$100\,\frac{\lambda}{\lambda_0}$ ber.	77,8	71,5	58,9	35,0	11,1
$100\,\frac{\lambda}{\lambda_0}$ beob.	79,8	72,0	60,5	34,4	11,6

Hieraus ist leicht einzusehen, daß bei konstanter Schichtdicke ein dickerer Draht so wirkt, als sei die Schicht vermindert und ein dünnerer Draht so, als sei die Schicht vergrößert. Die Wellenlänge ist also im ersteren Falle erheblich größer als im letzteren.

Um wenigstens mit einiger Sicherheit eine Kurve für die Abhängigkeit vom Querschnitt des Drahtes bei konstanter Schichtdicke des Dielektrikums aufstellen zu können, wurde noch eine Beobachtung mit einem wesentlich dünneren Draht gemacht. Sein Radius betrug 0,005 cm, war also schon so dünn, daß man mit großer Vorsicht vorgehen mußte, wenn er nicht während der Beobachtung reißen sollte. Das Material war ebenfalls Kupfer. Die Messungen wurden in derselben Weise durchgeführt wie die früheren, d. h. mit innerhalb und außerhalb der Glasröhren verschiebbarem Metallschirm. Hiebei trat noch ein ungünstiger Faktor auf.

Da es einerseits schwierig ist, durch die im Innern der Glasröhren laufenden Metallschirme ein Loch zu bohren, dessen Durchmesser nur wenig größer ist als der des Drahtes, andererseits aber das Loch so groß

sein muß, daß der Schirm leicht über den Draht gleiten kann, um das Reißen des letzteren zu verhindern, so traten, wahrscheinlich auch durch die große Oberflächenkrümmung des Drahtes begünstigt, häufig zwischen Draht und Schirm Funken auf, die die Richtigkeit der Beobachtungen beeinträchtigten.

Um diese Funken zu vermeiden, wurde in der Mitte des Schirmes eine kleine Metallkapsel K eingesetzt, deren Vorderfläche mit dem Schirme R eine Ebene bildete (Anhang Fig. 2b). Die Kapsel hatte zentrierte, ganz feine Bohrungen für den Draht D und war mit Quecksilber gefüllt. Auf diese Weise war hinreichend guter Kontakt hergestellt, sodaß die störenden Funken für die Folge ausblieben.

Die Wellenlänge in Luft war wiederum 87,2 cm und wurde die Wellenlänge für die innere Röhrenweite 2,21 cm und Wasser als Dielektrikum gemessen.

$\varrho = 1{,}105$ cm, $\mathfrak{r} = 0{,}005$ cm also $\mathfrak{d} = 1{,}1$ cm.

Es wurde beobachtet:

1. Kn.	2. Kn.	3. Kn.	4. Kn.
0	8,7	17,2	25,5

Mittlere halbe Wellenlänge 8,4 cm oder $\lambda = 19{,}26\,\%$ von λ_0.

Die größte Abweichung von dem jeweiligen Mittel betrug hier nur 0,6 cm.

Um für die Schichtdicke von 1,1 cm die Abhängigkeit der Wellenlänge von dem Querschnitt des Wellendrahtes darzustellen, sollen die entsprechenden beobachteten und berechneten Werte für den Drahtradius 0,06 cm und 0,172 cm aus früheren hier wiederholt und die Werte bei unendlich dickem Drahte und bei dem Radius 0,001 als Annäherung an unendlich dünnen Draht noch dazu berechnet werden. Die Ergebnisse sind zusammengefaßt: (Vergl. Anhang Fig. Vb)

$\delta = 1{,}1$ cm

r =	0,001	0,005	0,06	0,172	∞
$100\frac{\lambda}{\lambda_0}$ ber.	17,5	20,2	48,1	64,5	98
$100\frac{\lambda}{\lambda_0}$ beob.	—	19,26	46,0	66,0	—

Die graphische Darstellung der Resultate wird noch ein besseres Bild liefern. Bei dünneren Schichten wäre der Verlauf ähnlich, nur würde der Abfall der Kurve gegen den kleineren Drahtradius hin noch etwas steiler sein. Bei größeren Schichtdicken als 1,8 cm würde sich dieser steile Abfall rasch verlieren, bis die Kurve schon bei einer Schichtdicke von etwa 3 cm nahezu in eine gerade Linie überginge, die bei 11,1 % parallel mit der x Achse des Coordinatensystems verlaufen würde.

VI.

Abhängigkeit der Wellenlänge im Dielektrikum von der Wellenlänge in Luft bei konst. Schichtdicke und konst. Drahtquerschnitt.

Zur weiteren Prüfung der Theorie war von Wichtigkeit die Untersuchung der Abhängigkeit der Wellenlänge im Dielektrikum bei variabler Luftwelle.

Da nun Schichtdicken von etwa 2 cm bei der im Vorhergehenden benützten Luftwelle von 87,2 cm fast dieselbe Verkürzung bewirkten wie eine unendlich ausgedehnte Schicht, so war anzunehmen, daß schon eine erheblich größere Luftwelle notwendig sei, wenn sie den Einfluß merklich ändern sollte. Da aber besonders bei größerer Längenausdehnung die im Früheren angewandte Methode nicht sehr bequem war, so war man bemüht, die Versuche anders zu gestalten.

Die zwei gleichweiten und gleichlangen Glasröhren, die mit dem Dielektrikum gefüllt und in deren Mitte die Wellendrähte gespannt waren, wurden mit zwei Metallschirmen an den Enden zu einem Rechteck angeordnet. Die Drähte endigten an den Schirmen. Dieses Rechteck wurde über den Erreger gelegt, ebenso wie früher die Drahtleitung unter demselben lag, sodaß also in dem System elektromagnetische Wellen erregt werden konnten. Wurde nun in der Mitte quer über die beiden Glasröhren die Vakuumröhre gelegt, — diese brauchte ja mit den Wellendrähten nicht in Berührung zu sein - und der Erreger durch einen Kondensator variiert bis die Vakuumröhre ansprach, so sollte die Länge der Glasröhren oder der Wellendrähte gerade eine halbe Wellenlänge sein. Um die zugehörige Luftwellenlänge leicht ermitteln zu können, wurde in demselben Abstand unter dem Erreger ein weiteres von Luft umgebenes System von Paralleldrähten gelegt, an dem die Welle gemessen werden konnte.

Diese und auch noch andere Methoden blieben ohne Erfolg, sodaß ich gezwungen war, auf den früheren Weg zurückzukehren, besonders da es sich bei genauerer Orientierung durch die Theorie zeigte, daß der Wert von λ bei zunehmendem λ_0 sehr schnell wächst, um sich dann nahezu konstant zu halten. Da das vor allem wichtige Gebiet der Untersuchung die Wellenlänge von etwa 3 m nicht zu überschreiten brauchte, so konnte unbedenklich die frühere Methode angewandt werden.

Die Wellenlänge in Luft wurde durch Kapazitätsänderung des mit dem Erreger verbundenen Kondensators variiert. Dabei wurde natürlich der zu den ersten Versuchen verwandte Kondensator (cf. p. 7) durch einen exakt gearbeiteten, durch Mikrometerschraube auf Bruchteile eines Millimeters einstellbaren ersetzt. Um allzu kleine und allzu große Plattenabstände zu vermeiden,

konnten je nach Bedarf Platten von 0,8, 2 und 5 cm Durchmesser eingesetzt werden. Die am meisten benutzten hatten 2 cm Durchmesser, nur für $\lambda_0 = 96$ und 286 cm wurden Platten von 0,8 bezw. 5 cm benützt. Bei nicht zu großem Plattenabstand des Kondensators waren die Einstellungen auf 0,1 mm genau.

Da auch notwendigerweise stets dafür Sorge zu tragen war, daß der Anfang des Dielektrikums in einen Knoten zu liegen kam, so wurde in der Weise verfahren, daß die Reflexionsschirme an den Anfang der Schicht gesetzt wurden und dann der Kondensator so eingestellt wurde, daß die Vakuumröhre maximal leuchtete. Es war so eingerichtet, daß zwischen Erreger und Reflexionsschirm für mehrere halbe Luftwellenlängen Raum war. Wurde diese Länge geändert, so war auch eine Änderung der Wellenlänge oder eine andere Kondensatorstellung notwendig, wenn am Schirm wieder ein Knoten liegen sollte. Auf diese Weise wurde die Wellenlänge variiert und blieb der Anfang des Dielektrikums stets in dem gewünschten Knoten. Die Stelle, die die Vakuumröhre jedesmal dabei einnehmen mußte, konnte aus den Dimensionen so ziemlich vorausgesehen werden und kam es dabei auch auf einige Centimeter nicht an. Die jeder Kondensatorstellung zugehörige Luftwelle wurde vor dem Dielektrikum bei kleinem Abstand der Drähte gemessen. Daß die Wellenlänge bei kleinem und großem Abstand der Drähte dieselbe ist, wurde durch eine Reihe von Messungen dargetan.

Wurde die Wellenlänge zu groß, so war es nicht mehr möglich, zwei halbe Wellenlängen im Dielektrikum zu erhalten, da Glasröhren von den dazu erforderlichen Dimensionen wohl nicht zu bekommen sind und die Centrierung der Drähte wegen der Durchbiegung durch ihr eigenes Gewicht nicht mehr Anspruch auf große Ge-

nauigkeit machen könnte. Deshalb begnügte man sich hier mit einer halben Wellenlänge und dürfte deren sorgfältige Abmessung befriedigen. Bei kürzeren Wellen wurden zwei und mehr Knoten im Dielektrikum gemessen.

Es wurden Beobachtungen mit zwei verschiedenen Schichtdicken und Wasser als Dielektrikum angestellt. Der Radius des Drahtes betrug jedesmal 0,06 cm.

a) Innerer Radius der Glasröhren 1,4 cm
also Schichtdicke 1,34 cm

1. für $\lambda_0 = 87{,}2$ cm ist aus früherem $\lambda = 22{,}5$ cm oder 25,8 % von λ_0

2. $\lambda_0 = 97$ cm

1. Kn.	2. Kn.	3. Kn.
0	17,5	35,3

Das Mittel für $\frac{\lambda}{2}$ ist 17,65 cm oder $\lambda = 36{,}8$ % von λ_0

3. $\lambda_0 = 111{,}2$ cm

1. Kn.	2. Kn.	3. Kn.
0	26,3	52,8

Mittel für $\frac{\lambda}{2}$ ist 26,4 cm oder $\lambda = 47{,}6$ % von λ_0

4. $\lambda_0 = 142$ cm

1. Kn.	2. Kn.	3. Kn.
0	41,8	83,0

Mittel für $\frac{\lambda}{2}$ ist 41,5 cm oder $\lambda = 59$ % von λ_0

5. $\lambda_0 = 196{,}2$ cm

Da hier die Länge der Glasröhren gerade nicht mehr ausreichte, um abgesehen vom ersten Knoten zwei weitere im Dielektrikum zu messen, so wurde die Kondensatoreinstellung bei Schirm am Anfang dreimal wiederholt, dazu jedesmal die Länge der Luftwelle und ein

Knoten im Wasser gemessen. Aus den sämtlichen Notierungen wurden dann die Mittel genommen.

1. Kn.	2. Kn.
0	64,6

Mittel für $\frac{\lambda}{2}$ ist 64,6 cm oder $\lambda = 65{,}7\,\%$ von λ_0

6. $\lambda_0 = 262$ cm

1. Kn.	2. Kn.
0	90,3

Mittel für $\frac{\lambda}{2} = 90{,}3$ cm oder $\lambda = 68{,}9\,\%$ von λ_0

b) Innerer Radius der Glasröhren 2,32 cm
also Schichtdicke 2,26 cm.

1. $\lambda_0 = 119{,}4$ cm

1. Kn.	2. Kn.	3. Kn.	4. Kn.	5. Kn.
0	9,7	18,9	28,3	37,5

Mittel für λ 18,6 cm oder $\lambda = 15{,}5\,\%$ von λ_0

2. $\lambda_0 = 146{,}2$ cm

1. Kn.	2. Kn.	3. Kn.	4. Kn.	5. Kn.
0	15,5	30,6	45,4	60,6

Mittel für λ 30,0 oder $20{,}5\,\%$ von λ_0

3. $\lambda_0 = 148$ cm

1. Kn.	2. Kn.	3. Kn.	4. Kn.	5. Kn.
0	16,5	32,7	48,6	64,6

Mittel für λ 32,0 cm oder $21{,}6\,\%$ von λ_0

4. $\lambda_0 = 159{,}6$ cm

1. Kn.	2. Kn.	3. Kn.	4. Kn.
0	19,8	39,2	59,1

Mittel für λ 39,4 cm oder $24{,}7\,\%$ von λ_0

5. $\lambda_0 = 201{,}6$ cm

1. Kn.	2. Kn.	3. Kn.
0	41,9	82,1

Mittel für λ 82,4 cm oder 40,8 % von λ_0

6. $\lambda_0 = 233{,}4$ cm

1. Kn.	2. Kn.
0	59,2

Mittel für λ 118,4 cm oder 50,7 % von λ_0.

7. $\lambda_0 = 296{,}6$ cm

1. Kn.	2. Kn.
0	88,4

Mittel für λ 176,8 cm oder 59,6 % von λ_0

Die Abweichung der eben aufgeführten Beobachtungsresultate von der Rechnung ist beträchtlicher als sonst. Sie überschreitet noch 4 %. Der Grund hiefür ist wohl in dem Glas zu suchen. Während sonst nur ziemlich dünnwandige Glasröhren zur Verwendung kamen, waren für diesen Durchmesser (4,64 cm) solche nicht zu bekommen, abgesehen davon, daß sie schon etwas stark sein mußten, um die Wasserfüllung tragen zu können. Es wurden hier Röhren von 2,3 mm Wandstärke verwendet. Daß eine solche Glasdicke einen merkbaren Einfluß übt, ist wohl aus allem deutlich zu ersehen. Es wurde also hier versucht, die Resultate der Beobachtung in zwei Grenzen einzuschließen. Die eine soll die Rechnung mit dem Radius des Dielektrikums 2,32 cm — innerer Radius, — die andere die Rechnung mit dem Radius 2,55 cm — äußerer Radius — bilden. Da die Dielektrizitätskonstante des Glases kleiner ist als die des Wassers, so müssen die Beobachtungswerte zwischen den beiden Berechnungen liegen, wenn sie Anspruch auf Richtigkeit machen wollen.

Tabellarische Übersicht:

$\varrho = 1{,}4$ cm, $\delta = 1{,}34$ cm.

$\lambda_0 =$	87,2	97,0	111,2	142,0	196,2	262,0	500,0
$100\,\frac{\lambda}{\lambda_0}$ berechn.	28,0	37,4	47,8	60,3	67,4	71,0	76,1
$100\,\frac{\lambda}{\lambda_0}$ beob.	25,8	36,8	47,6	59,0	65,7	68,9	—

$\varrho = 2{,}32$ cm, $\delta = 2{,}26$ cm

$\lambda_0 =$	119,4	146,2	148,0	159,6	201,6	233,4	296,6	500,0
$100\,\frac{\lambda}{\lambda_0}$ berechnet mit ϱ=2,32	16,2	23,1	23,8	28,9	44,9	53,5	61,5	69,0
$100\,\frac{\lambda}{\lambda_0}$ beob.	15,5	20,5	21,6	24,7	40,8	50,7	59,6	
$100\,\frac{\lambda}{\lambda_0}$ berechnet mit ϱ=2,55	—	19,2	—	23,4	39,0	—	57,9	67,7

Aus der graphischen Darstellung der Werte (vgl. Anhang Fig. zu VI) für variable Luftwellenlänge ist das Gesetz deutlich zu erkennen. Je kleiner der Radius des Drahtes ist, in desto engerer Grenze bleibt der steile Abfall eingeschlossen. Für $\varrho = 0{,}55$ cm ist z. B. bei $\lambda_0 = 87{,}2$ cm die Wellenlänge noch 76 %. Dieser Wert muß so rasch fallen, daß er schon bei etwa 20 cm Luftwellenlänge die Größe 11,1 % erreicht. Nimmt dagegen der Radius des Dielektrikums zu, so flacht die Kurve allmählich ab. Für eine unendlich dicke Schicht müßte die Kurve für endliche λ_0 in eine Gerade übergehen. Zur besseren Übersicht ist die berechnete Kurve für $\varrho = 1{,}98$ cm noch dazu genommen. Die Beobachtungen hiezu fehlen, da die

Glasröhren bei der Aufstellung verunglückten und ein Ersatz mit gleichem Radius nicht zur Hand war. Von Luftwellen von einigen Metern ab — je nach der Dicke der umhüllenden Schicht — wächst der Wert $100 \frac{\lambda}{\lambda_0}$ sehr langsam und bleibt selbst bei Wellen von einigen hundert Metern ungefähr bei der Zahl 90.

VII.

Zusammenfassung der Resultate und Schlußbemerkung.

Der Übergang der Fortpflanzungsgeschwindigkeit elektromagnetischer Wellen an zwei Paralleldrähten vom Werte c bis zum Werte $c/\sqrt{\varepsilon}$ ist somit experimentell erwiesen. Er erfolgt umso rascher, je kleiner die Schwingungsdauer und je größer die Dielektrizitätskonstante des umhüllenden Mediums ist, wenn der Radius der Hülle zu- und der des Drahtes abnimmt.

Die Übereinstimmung der Resultate mit der Theorie darf wohl eine befriedigende genannt werden, zumal es sich hier nicht um Messungen mit präzis gearbeitetem Aufbau, sondern um Beobachtungen mit einfachen Mitteln handelt und dürfte der Zweck der Aufgabe: Experimentelle Prüfung der Theorie, erreicht sein.

Hierin noch weitere Versuche anzustellen, könnte zwar zur Aufstellung größerer Beobachtungsreihen von Vorteil sein, doch würden solche kaum etwas Neues zu Tage fördern, da allen denkbaren Verhältnissen nach Möglichkeit Rechnung getragen ist.

Vorstehende Arbeit führte ich im Physikalischen Institut zu Würzburg aus. Anregung hiezu erhielt ich

von Geh. Hofrat Herrn Professor Dr. W. Wien und sei genanntem Herrn hiefür und für das jederzeit freundlichst entgegengebrachte Interesse der ergebenste Dank ausgesprochen.

Auch Herrn Privatdozenten Dr. F. Harms, dem Verfasser der Theorie, der mir mit manchem guten Rat zur Seite stand, sei der wärmste Dank gesagt.

Lebenslauf.

Ich, Hans Weiß, katholischer Konfession, bin geboren am 15. Dezember 1882 zu Reichmannsdorf in Oberfranken als Sohn des dortigen Zieglermeisters Friedrich Weiß und dessen Ehefrau Magdalena geb. Fleischmann. Nach Besuch der Volksschule in meiner Heimat bezog ich das Gymnasium in Bamberg, welches ich im Juli 1903 absolvierte. Im Wintersemester 1903/04 hörte ich philosophische Vorlesungen am k. Lyzeum zu Bamberg und besuchte vom Sommer 1904 ab die k. Universität Würzburg, wo ich zur Zeit noch immatrikuliert bin. Hier hörte ich die Herren Professoren und Dozenten: Cantor, Füchtbauer, Harms, Prym, Rost und Wien. Die beiliegende Arbeit fertigte ich im Physikalischen Institut zu Würzburg unter Anleitung des Herrn Geh. Hofrates Prof. W. Wien.

Die mündliche Prüfung fand am 21. Juli 1908 statt.

ANHANG

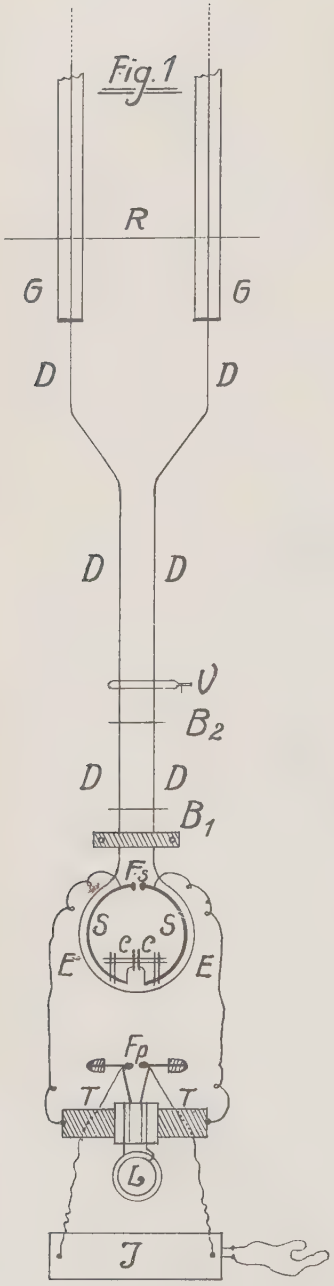


Fig. 1

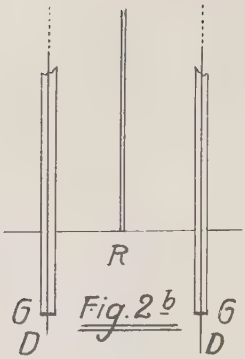


Fig. 2 b

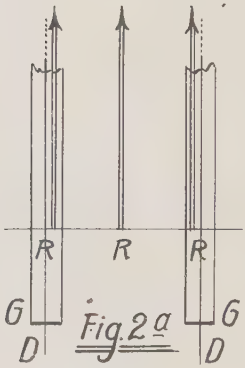


Fig. 2 a

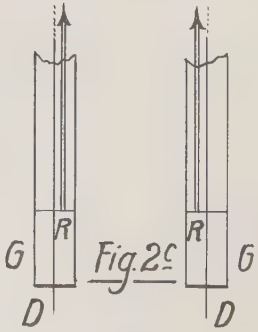


Fig. 2 c

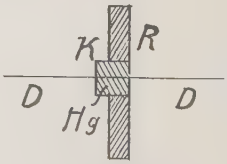
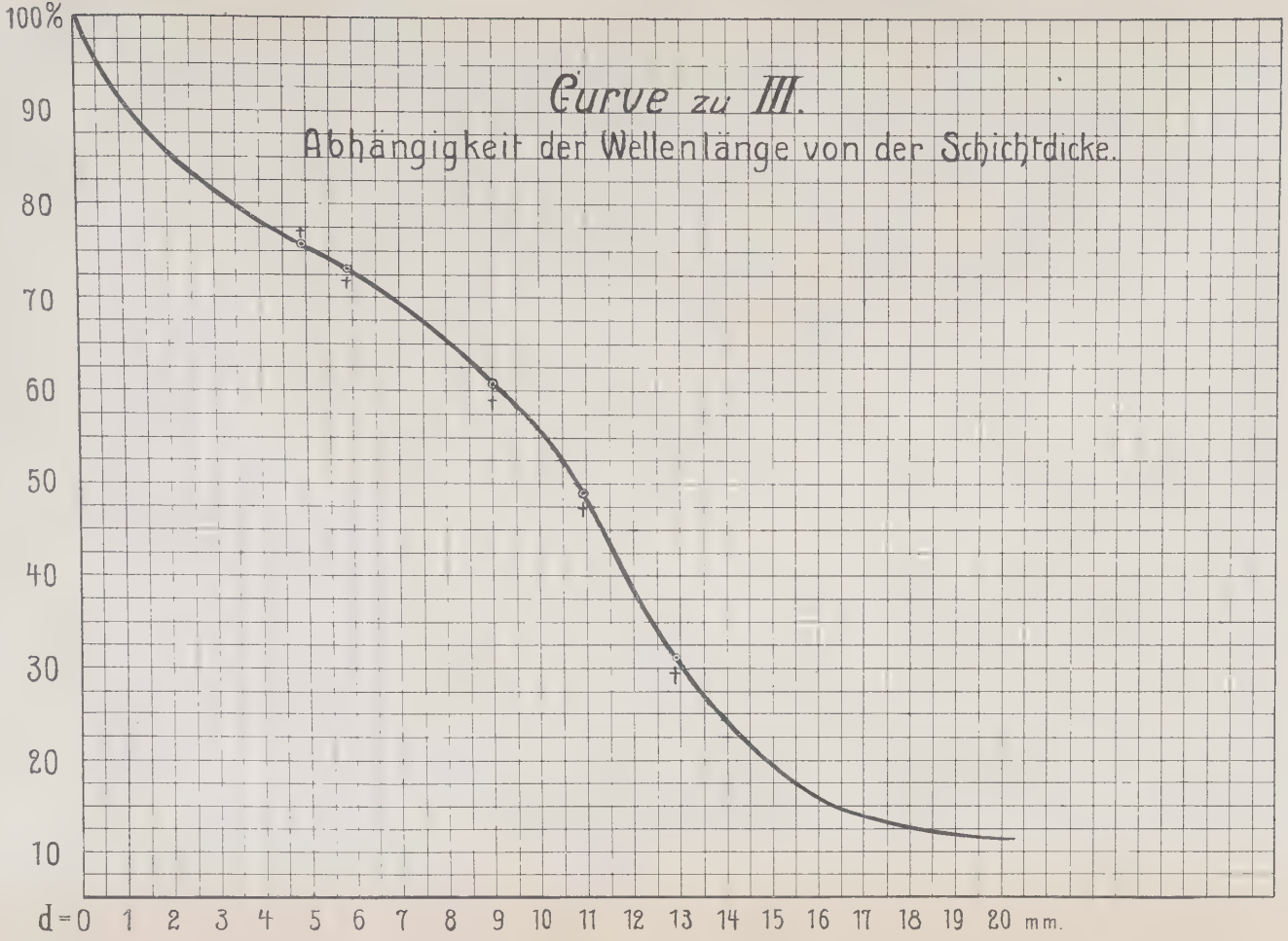
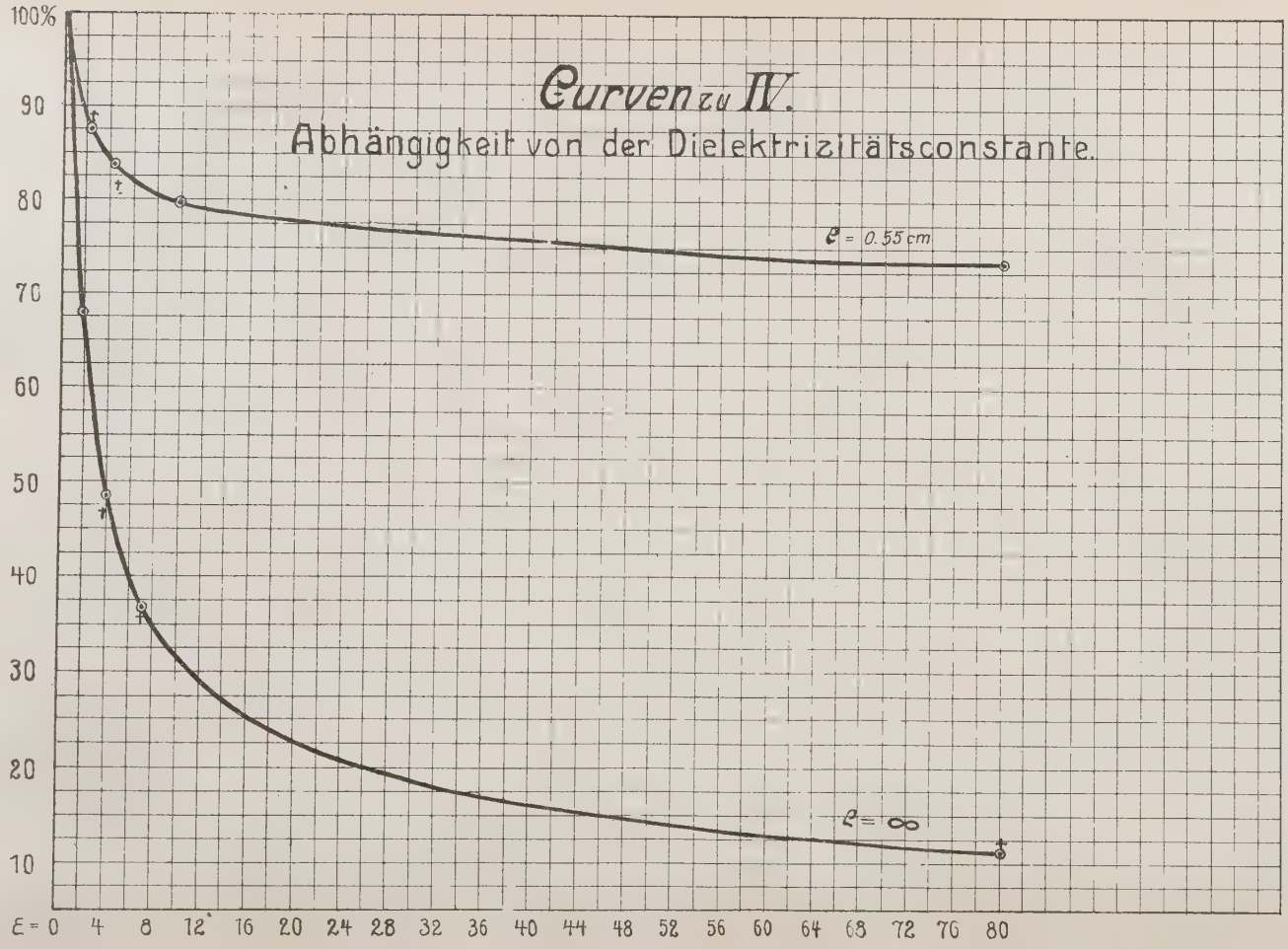
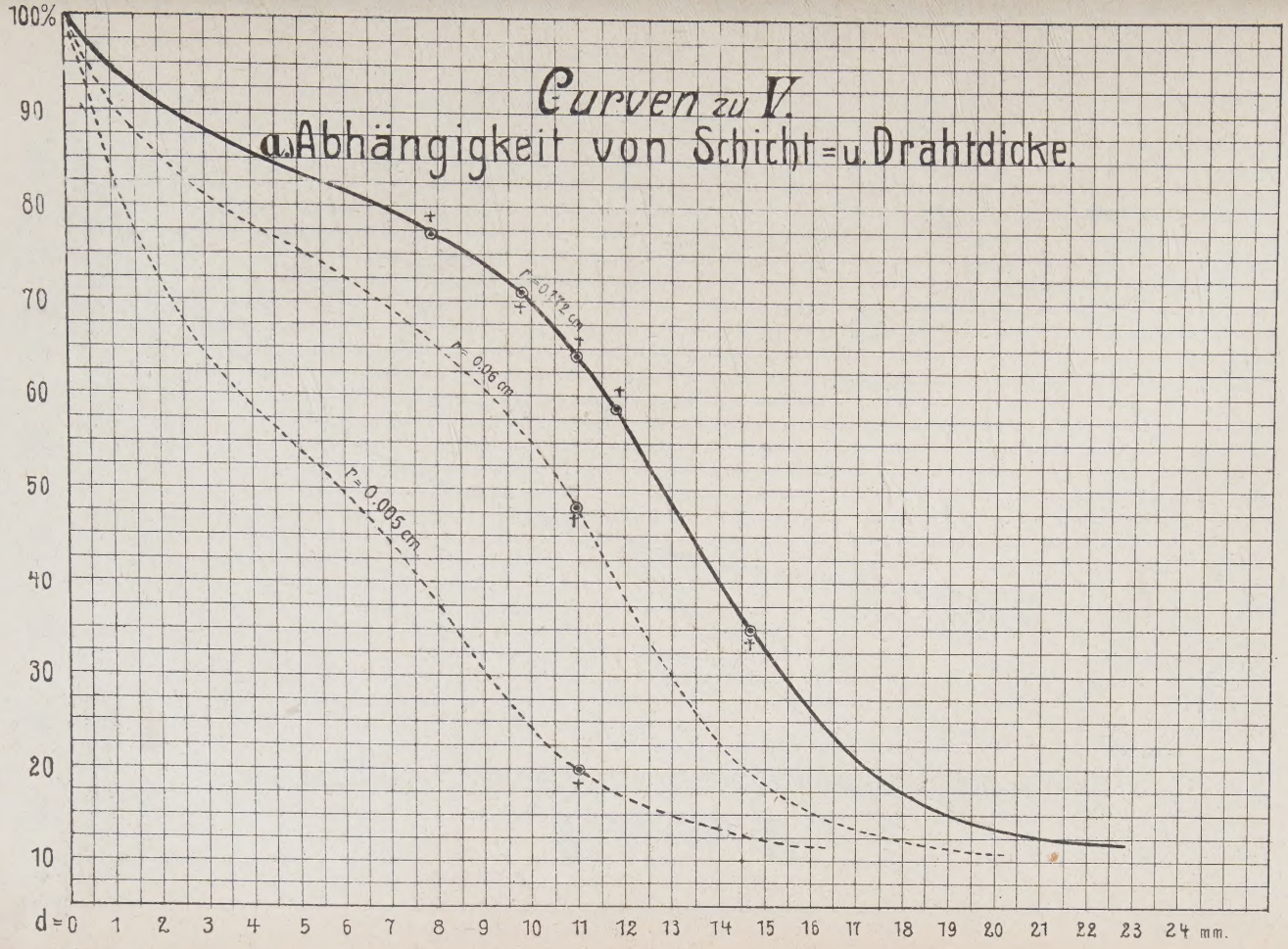
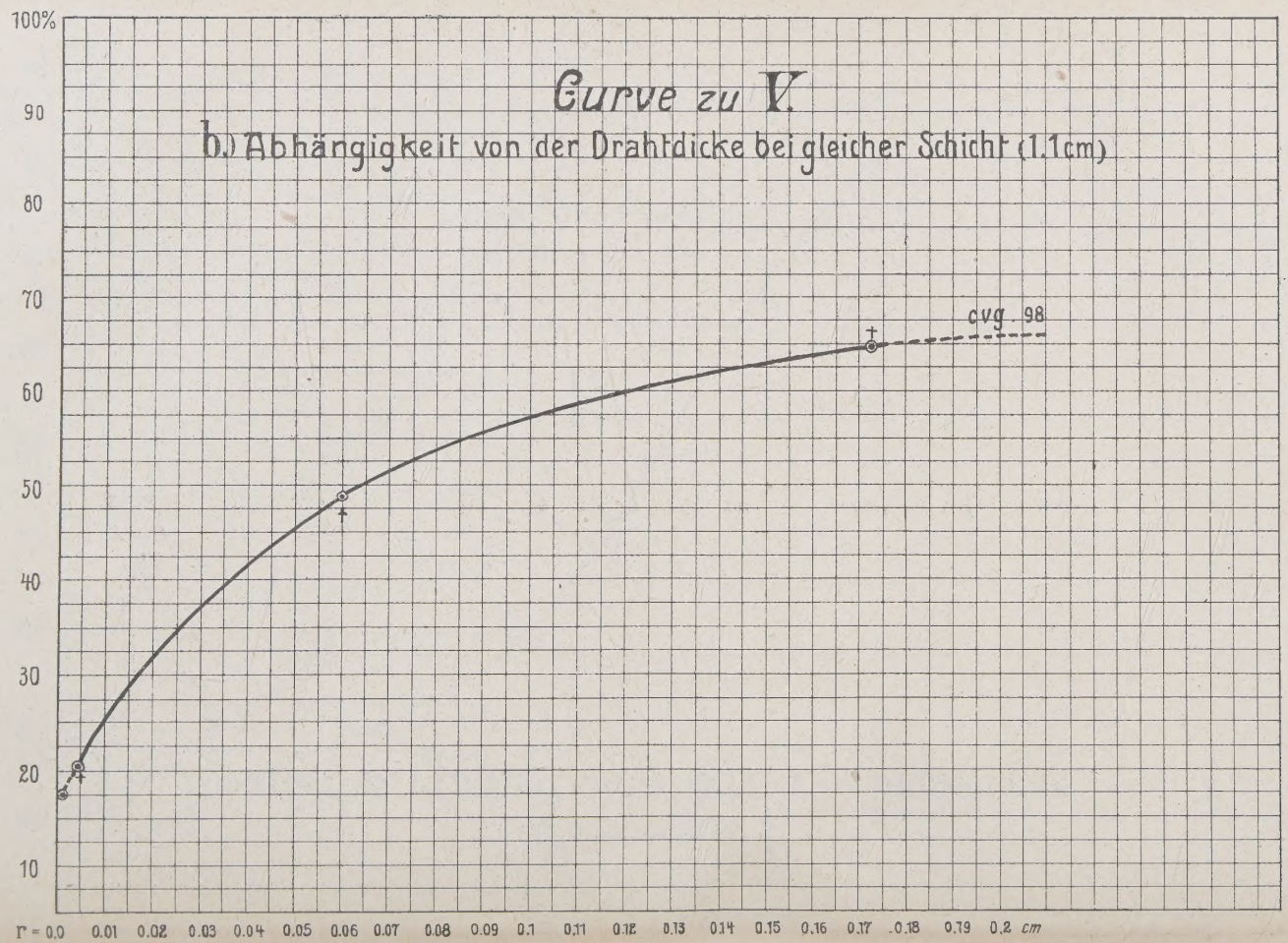


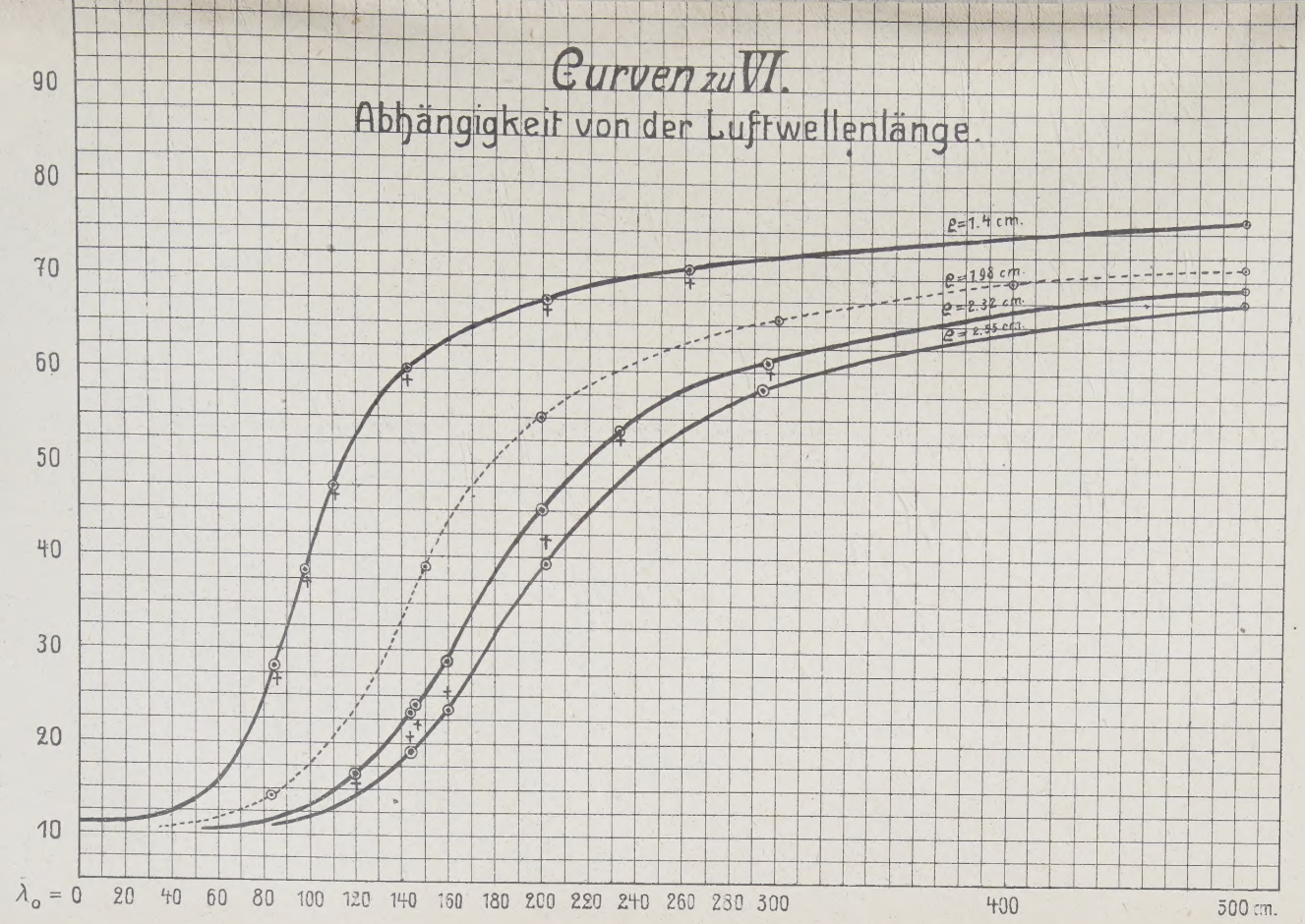
Fig. 3.


Curve zu III.
Abhängigkeit der Wellenlänge von der Schichtdicke.
100%
90
80
70
60
50
40
30
20
10
d = 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19 20 mm.


Curven zu IV.
Abhängigkeit von der Dielektrizitätsconstante.
100%
90
80
70
60
50
40
30
20
10
ε = 0 4 8 12 16 20 24 28 32 36 40 44 48 52 56 60 64 68 72 76 80
ℓ = 0.55 cm
ℓ = ∞


Curven zu V.
a. Abhängigkeit von Schicht- u. Drahtdicke.
100%
90
80
70
60
50
40
30
20
10
d = 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19 20 21 22 23 24 mm.
r = 0,179 cm
r = 0,06 cm
r = 0,005 cm


Curve zu V.
b.) Abhängigkeit von der Drahtdicke bei gleicher Schicht (1.1cm)
100%
90
80
70
60
50
40
30
20
10
cvg. 98
r = 0.0 0.01 0.02 0.03 0.04 0.05 0.06 0.07 0.08 0.09 0.1 0.11 0.12 0.13 0.14 0.15 0.16 0.17 0.18 0.19 0.2 cm


Curven zu VI.
Abhängigkeit von der Luftwellenlänge.
ϱ=1.4 cm.
ϱ=1.98 cm.
ϱ=2.32 cm.
ϱ=2.55 cm.
90
80
70
60
50
40
30
20
10
λo = 0 20 40 60 80 100 120 140 160 180 200 220 240 260 280 300 400 500 cm.